

в частности отжиг быстрозакаленных сплавов, что и является предметом рассмотрения данной работы, которая является подготовительным этапом в исследовании межзеренного обменного взаимодействия в сплавах системы Nd(FeCo)B.

В данной работе исследованы быстрозакаленные сплавы системы  $\text{Nd}_2(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{14}\text{B}$ , где  $x = 0; 0,2; 0,5; 0,75$ . Исходные сплавы получены методом индукционной плавки, затем методом спиннингования были получены быстрозакаленные ленты. Разлив лент производился в атмосфере аргона, линейная скорость вращения медного диска составляла 25 м/с. Быстрозакаленные ленты были запаяны в кварцевые ампулы, из которых во время запайки откачивался воздух. После этого ленты были отожжены при различных температурах в течении 20 минут. Магнитные свойства измерялись на вибрационном магнитометре в полях до 25 кЭ.

На рисунке 1 представлены зависимости коэрцитивной силы и удельной остаточной намагниченности от температуры отжига для сплава  $\text{Nd}_2(\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2})_{14}\text{B}$ , так как на этом сплаве удалось получить максимальные магнитные свойства.

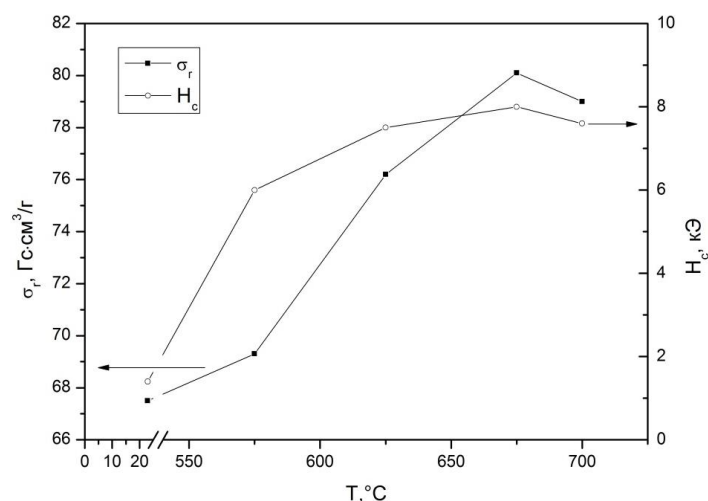


рис. 1 – Графики зависимости коэрцитивной силы и удельной остаточной намагниченности от температуры отжига для сплава  $\text{Nd}_2(\text{Fe}_{0,8}\text{Co}_{0,2})_{14}\text{B}$

Видно, что оптимальной температурой отжига является 675 °C, при которой наблюдаются наилучшие магнитные свойства, то есть максимальные значения остаточной намагниченности и коэрцитивной силы. Первоначальный рост коэрцитивной силы связан с кристаллизацией аморфной фазы и укрупнением зерен, оптимальный размер которых достигается при 675 °C. Дальнейшее падение объясняется чрезмерным укрупнением размера зерен в образцах, что ведет к переходу в многодоменное состояние, что обеспечивает более легкое перемагничивание. Рост остаточной намагниченности связан с увеличением кристаллической фазы, которая имеет большую намагниченность по сравнению с аморфной фазой, и с увеличением межзеренного обменного взаимодействия, которое ослабевает после 675 °C ввиду укрупнения размеров зерен.

## Топологические фазовые переходы в кристаллах ферритов-гранатов с температурой магнитной компенсации

**Бельский Илья Евгеньевич**

Памятных Лидия Алексеевна, Агафонов Лев Юрьевич

Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина

Памятных Лидия Алексеевна, к.ф.-м.н.

[ilyabelskiy@mail.ru](mailto:ilyabelskiy@mail.ru)

Наряду со скирмионами и магнитными вихрями, к магнитным неоднородностям относятся топологические дефекты доменной структуры (ДС) – магнитные дислокации и дисклинации. Роль магнитных дислокаций и дисклинаций в кинетике протекания топологических фазовых переходов (ТФП) показана в теоретических работах [1, 2].

В данной работе экспериментально исследованы переходы магнитных доменных структур в тонких монокристаллических слоях ферритов-гранатов, имеющих точку магнитной компенсации. Установлено

изменение упорядочения от полосовой ДС к лабиринтарной при приближении температуры образца к температуре магнитной компенсации  $T_K$  как при увеличении, так и при уменьшении  $T$ .

Доменная структура пластины-(111) феррита-граната  $(\text{EuTbDy})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (толщина  $L = 50$  мкм, фактор качества  $Q = 0.8$ ) выявлялась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея в диапазоне  $77\div 300$  К. На рис.1(а-в) приведены изображения равновесной ДС при  $T < \Delta T_K$ , ( $\Delta T_K$  – область магнитной компенсации образца). В исходном размагниченном состоянии при температуре 103 К наблюдается регулярная полосовая ДС с магнитными дислокациями (рис.1а). Намагниченность в доменах ориентирована перпендикулярно плоскости образца. По мере повышения температуры, упорядочение ДС в виде полос разрушается (рис.1б), и при  $T = 153$  К в образце наблюдается лабиринтарная ДС (рис.1в). При  $T = 175$  К имела место магнитная компенсация. Описанную трансформацию ДС от полосовой к лабиринтарной при изменении температуры мы рассматриваем как топологический фазовый переход.

Для количественного описания ТФП в работе измерены обратный период ДС  $D^{-1}$  и параметр порядка  $g = (N_1 - N_2)/N$ , введённый по аналогии с [1]. Расчёт  $g$  выполнялся путём обработки бинаризованных изображений ДС. Здесь  $N_1$  – число вертикально ориентированных пар соседних пикселей противоположного цвета на кадре,  $N_2$  – число горизонтально ориентированных пар соседних пикселей противоположного цвета на кадре,  $N$  – общее число пикселей на кадре. В случае изотропной ДС параметр  $g$  принимает значение 0. В случае, если ДС представляет собой систему прямых регулярных полосовых доменов с периодом  $D$ , ориентированных вдоль одной из сторон кадра, параметр  $g$  по модулю равен  $D^{-1}$ .

На рис.1г даны температурные зависимости параметра порядка  $g$  (кривая 1) и обратного периода ДС  $D^{-1}$  (кривая 2). Переход от полосовой ДС к лабиринтарной осуществляется при температуре  $T = 141$  К, ширина перехода составляет 30 К. В процессе перехода значение  $g$  уменьшается на два порядка. Параметры перехода получены из аппроксимации  $g$  функцией нормального распределения.

Наблюдения показывают, что при уменьшении температуры от комнатной и приближении к области компенсации  $\Delta T_K$  справа в образце наблюдается ещё один ТФП, при котором полосовая ДС при  $T = 293$  К трансформируется в лабиринтарную при  $T = 190$  К. Температура перехода  $T = 218$  К, ширина перехода 40 К. Температурные зависимости величин  $g$  и  $D^{-1}$  для этого перехода приведены на рис.1г, кривые 1' и 2', соответственно. Отклонение  $g$  от  $D^{-1}$  при комнатной температуре может быть связано с неоднородностью периода ДС в исследуемой области кристалла, а также с изгибами полосовых доменов.

Показано, что ТФП, наблюдающиеся по разные стороны от области магнитной компенсации, происходят по одному механизму: из пар связанных дисклинаций, образующих дислокации (схема на рис.1д), формируются одиночные дисклинации (схема на рис.1е). На рис.1а выделена пара связанных дисклинаций – дислокация, на рис.1в выделены две несвязанные дисклинации. В состоянии с полосовой ДС присутствует некоторое количество дисклинаций (тупиков и вилок), связанных по две в дислокации. По мере приближения к температуре перехода количество дисклинаций увеличивается, при этом часть из них развязывается, отдаляясь друг от друга пространственно. Через образование одиночных дисклинаций становится возможен переход от упорядоченной полосовой доменной структуры к изотропной лабиринтарной структуре.

Расстояние между несвязанными дисклинациями увеличивается по мере повышения температуры (в процессе перехода от полосовой ДС к лабиринтарной). Таким образом, расстояние между несвязанными дисклинациями может, наряду с параметром  $g$ , характеризовать степень упорядочения доменной структуры. При приближении к  $\Delta T_K$  справа и слева доля дислокаций в доменной структуре уменьшается, а доля несвязанных дисклинаций возрастает. При этом связанной парой дисклинаций считаются тупик и развилка, расстояние между которыми меньше периода ДС  $D$ .

Таким образом, в работе экспериментально выявлены ТФП по разные стороны от температуры магнитной компенсации и установлен механизм ТФП по температуре в тонких магнитных слоях.

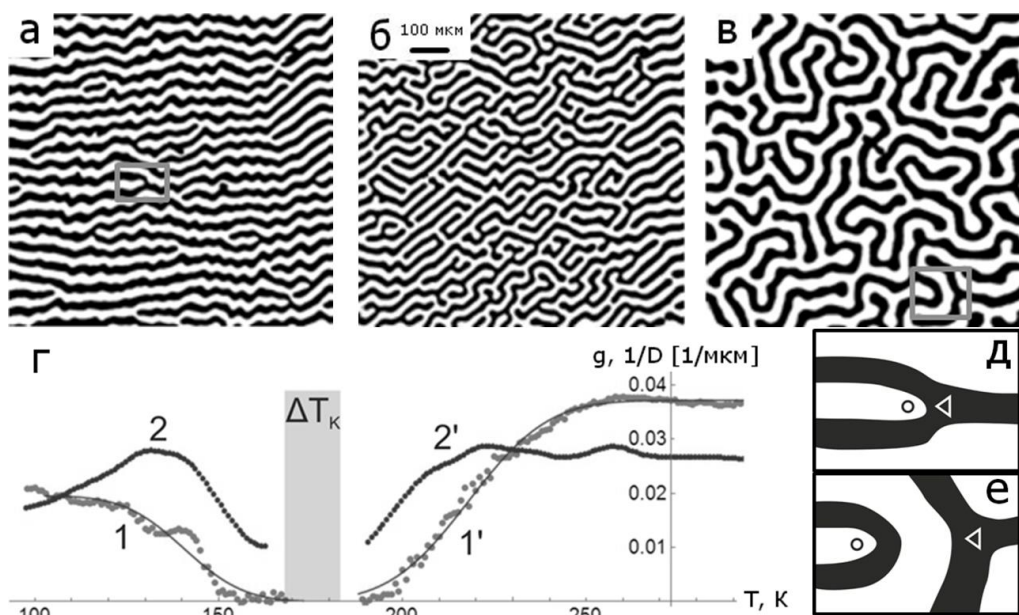


рис. 1. а-в – равновесная доменная структура пластины-(111) феррита-граната  $(\text{EuTbDy})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при температурах  $T$ : 103, 143, 153 К, соответственно; г - зависимости от температуры параметра упорядочения  $g$  (линия – аппроксимация) и обратного периода доменной структуры  $D^{-1}$ ; д, е – схематическое представление участков, выделенных рамкой на а, в, символами обозначены дисклинии (окружность – тупик, треугольник – развилка);.

Список публикаций:

- [1] Stoycheva A. D., Singer S. J. Computer simulations of a two-dimensional system with competing interactions //Physical Review E. – 2002. – Т. 65. – №. 3. – С. 036706.  
 [2] Прудковский П. А. Исследование кинетики доменных структур в тонких ферромагнитных пленках методом Ванга–Ландау //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2013. – Т. 98. – №. 2. – С. 125-130.

## Магнитные и магнитотепловые свойства редкоземельных интерметаллидов $(\text{Lu}, \text{Gd})_5\text{Pd}_2$

Ваулин Артем Александрович

Д.А. Шишкин, П.Б. Терентьев, Е.А. Шерстобитова, А.Ф. Губкин

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина

[772009liar261177@gmail.com](mailto:772009liar261177@gmail.com)

Бинарные редкоземельные интерметаллиды типа  $\text{R}_5\text{Pd}_2$  ( $\text{R} = \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Er}, \text{Ho}, \text{Lu}$ ) обладают кубической кристаллической структурой с пространственной группой  $\text{Fd}3\text{m}$  и демонстрируют гигантский магнитокалорический эффект с рекордным значением относительной холодопроизводительности при приложении внешнего магнитного поля [1]. Аномальное поведение магнитных и электротранспортных свойств было обнаружено для ряда соединений  $\text{R}_5\text{Pd}_2$  в работе [2]. Тем не менее, к настоящему моменту в научной литературе нет данных по теплоемкости бинарных редкоземельных интерметаллидов  $\text{R}_5\text{Pd}_2$ . Более того, существенный интерес представляет анализ различных вкладов в теплоемкость интерметаллидов  $\text{R}_5\text{Pd}_2$ , выделение магнитного вклада и оценка величины магнитной энтропии. В настоящей работе были проведены измерения теплоемкости и сделана оценка решеточного, электронного и магнитного вкладов в теплоемкость поликристаллических образцов  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$  и  $\text{Lu}_{4.85}\text{Pd}_2$ .

На рисунке 1 представлена температурная зависимость измеренной теплоемкости и вкладов в неё: решеточного, электронного и магнитного для редкоземельного интерметаллида  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$ . Электронный и решёточный вклады были найдены аппроксимацией измеренной теплоёмкости  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$ , используя данные электронного вклада изоструктурного образца  $\text{Lu}_{4.85}\text{Pd}_2$  и температуру Дебая, рассчитанную для соединения  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$ . Магнитный вклад был получен путём вычитания немагнитной части теплоёмкости соединения  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$  из измеренной. Нами была рассчитана магнитная энтропия для образца  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$ . Было установлено, что магнитная энтропия, рассчитанная из экспериментальных данных, превышает теоретический максимум для соединения  $\text{Lu}_{3.08}\text{Gd}_{1.89}\text{Pd}_{1.94}$ . Такое аномальное поведение магнитной